



中国环流器2号A托卡马克弹丸注入放电中空电流与反磁剪切位形

沈勇 董家齐 何宏达 丁玄同 石中兵 季小全 李佳 韩明昆 吴娜 蒋敏 王硕 李继全 许敏 段旭如

Hollow current and reversed magnetic shear configurations in pellet injection discharges on Huanliuqi 2A tokamak

Shen Yong Dong Jia-Qi He Hong-Da Ding Xuan-Tong Shi Zhong-Bing Ji Xiao-Quan Li Jia Han Ming-Kun Wu Na Jiang Min Wang Shuo Li Ji-Quan Xu Min Duan Xu-Ru

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 185201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210641

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210641>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

厚度剪切模式铌酸锂基复合材料的磁电性能优化

Optimization of magnetoelectricity in thickness shear mode LiNbO₃/magnetostrictive laminated composite

物理学报. 2017, 66(6): 067502 <https://doi.org/10.7498/aps.66.067502>

剪切振动下湿颗粒的力学谱

Wet granular matter mechanical spectroscopy under low-frequency shear

物理学报. 2018, 67(20): 206402 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180966>

变声速弹性沉积层下压缩波与剪切波的耦合影响

Compressional-shear wave coupling induced by velocity gradient in elastic medium

物理学报. 2018, 67(23): 234303 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181600>

基于旋转场曲率的二维剪切梁单元建模

Analysis of planar shear deformable beam using rotation field curvature formulation

物理学报. 2017, 66(11): 114501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.114501>

非牛顿流体剪切稀化特性的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation on shear thinning characteristics of non-Newtonian fluids

物理学报. 2021, 70(12): 124701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202116>

基于斜驻点模型的剪切层撞击壁面流动及传热特性

Heat transfer characteristics of shear layer impinging on wall based on oblique stagnation-point model

物理学报. 2020, 69(21): 214401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201000>

中国环流器 2 号 A 托卡马克弹丸注入放电 中空电流与反磁剪切位形*

沈勇^{1)†} 董家齐¹⁾²⁾ 何宏达¹⁾ 丁玄同¹⁾ 石中兵¹⁾ 季小全¹⁾ 李佳¹⁾³⁾
韩明昆¹⁾³⁾ 吴娜¹⁾ 蒋敏¹⁾ 王硕¹⁾ 李继全¹⁾ 许敏¹⁾ 段旭如¹⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (浙江大学, 聚变理论与模拟中心, 杭州 310013)

3) (大连理工大学物理学院, 大连 116024)

(2021 年 4 月 6 日收到; 2021 年 5 月 17 日收到修改稿)

具备弱剪切或负磁剪切和内部输运势垒的托卡马克运行方式被认为是提高聚变性能的最有前途的方法. 中空电流密度剖面与反磁剪切位形是改进堆芯约束和形成内部输运垒的关键条件之一. 在中国环流器 2 号 A (HL-2A) 弹丸注入实验中, 成功地实现了维持时间约为 100 ms 的中空电流放电. 伴随着中空电流剖面的形成, 同时形成了反磁剪切位形. 由于欧姆加热功率不太高, 且没有外部辅助加热, 只能在稳定的中空电流放电阶段看到内部输运垒形成的趋势. 在弹丸注入后, 电子热扩散系数显著降低, 说明弹丸深度注入改善了能量约束. 等离子体性能的增强: 一方面是由于弹丸注入造成中心高度峰化的电子密度剖面; 另一方面是由于等离子体中心存在负磁剪切. 同时, 中空电流位形有利于改善高密度等离子体的稳定性. 结果还表明, 在中空电流放电中, 等离子体比压值是低的. 为了提高 β_N 极限, 可在等离子体边界附近放置导电壁. HL-2A 弹丸注入实验的结果, 为在限制器托卡马克上获得高参数放电提供了一种可能.

关键词: 弹丸注入, 中空电流, 反磁剪切, 内部输运垒

PACS: 52.55.Fa, 52.35.Py, 52.55.Ta

DOI: 10.7498/aps.70.20210641

1 引言

为了开发一种在高 β 下具有良好能量约束和良好磁流体动力学 (MHD) 稳定性的等离子体, 一种实现方案是, 使等离子体芯部处于第二稳定区, 且其芯部区域具有反磁剪切 ($s = (r/q) dq/dr < 0$) 位形, 同时具有边缘输运垒^[1-3]. 这里 $\beta = 2\mu_0 \langle p \rangle / B^2$ 是等离子体压强与磁压强之比, s 代表磁剪切, q 和 r 分别为安全因子和小半径; μ_0 指真空磁导率, p 代表热压力, B 表示磁场. 在实验上已证实这种反

磁剪切位形有助于增强约束性能和保持等离子体稳定性^[4]. 因为通过将反磁剪切与强环向旋转相结合, 可以使高 β 等离子体对短波长模和长波长模的稳定性得到增强. 磁剪切为负时, 短波长气球模得以进入第二稳定区. 反磁剪切还可稳定漂移型微观不稳定性, 从而改善等离子体芯部的能量约束^[5]. 在形成反磁剪切、改善粒子输运和能量输运等方面, 中心为中空或零电流的等离子体具有许多优势. 迄今为止, 在 JET^[6,7], TFTR^[8] 和 JT-60U^[9] 托卡马克上, 业已实现中空电流放电. 在 DIII-D 中空

* 国家自然科学基金 (批准号: 12075077)、国家重点研发计划 (批准号: 2017YFE0301200) 和四川省科技计划 (批准号: 2020YJ0464) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sheny@swip.ac.cn

电流放电实验^[1]中的等离子体电流上升阶段, 进行中性束加热和电子回旋加热, 也得到了中心为零或接近零电流密度的等离子体, 其持续时间长达 1.1 s.

另一方面, 利用气体加料技术, 在限制器托卡马克上能产生高密度放电, 但其能量约束时间较短. 利用弹丸注入来产生高密度等离子体, 则可以避免边缘处粒子再循环率的增加, 能够增进能量约束时间, 这是弹丸注入加料优于喷气加料之处^[10]. 各国在这方面都开展过理论与实验研究. 其中, 在 HL-1M 和 HL-2A 装置上, 多次进行与弹丸注入放电相关的实验研究, 比如研究 H 模放电过程中辅以弹丸注入以稳定边缘局域模实验等^[11-14]. 在托卡马克装置中, 可以通过深部弹丸注入获得性能增强的区域, 从而在芯部加热的等离子体中产生强峰值密度分布^[15]. 在 JET^[16] 装置上, 通过离子回旋共振频率加热, 将氘丸注入 L 型限制器等离子体中, 实现了增强性能的放电, 称为弹丸增强性能 (PEP) 模式. 早期在 DIII^[10] 和 JT-60^[17] 中使用中性束注入也获得了类似的结果. 与类似的非 PEP 脉冲相比, PEP 模式的特点是中心率大幅度增加 (约 5 倍), 电子密度 n_e 和等离子体中心附近的动能峰值非常强, 整体能量约束时间可增加约 20%. PEP 模式是一种瞬态现象, 通常持续 1—2 s, 最后会因中心压力的快速损失而终止^[16].

一般的中空电流是在电子密度低而电子温度高的条件下产生的. 在 DIII-D^[18] 等大型托卡马克装置中, 通过使等离子体外部区域存在驱动电流, 同时生成一个高电子温度的核心区, 以此来获得中空电流等离子体. 一般是通过在放电早期应用中性束和 ECR 加热来实现中空电流放电, 同时可以使等离子体电流增大. 但这要求等离子体密度足够低, 以便获得射频穿透, 并获得较高的电子温度. 我们在 HL-2A 欧姆放电中, 采用冷冻弹丸分多次连续注入到等离子体芯部, 实现了中空电流和反剪切位形^[12,19,20]. 与别的装置通过中心电子温度高度峰化的等离子体来实现中空电流放电不同, 冷冻弹丸注入会形成核心电子温度为弱中空的等离子体, 但中心密度很高. 这一实验的成功表明, 在核心区具有弱空心电子温度的等离子体在一定条件下, 如电子密度剖面中心峰化程度很高时, 也能产生中空电流. 这一过程及其物理值得深入研究, 这是本文研究的第一个出发点.

如前所述, 中空电流放电可产生反转 q 剖面.

等离子体芯部负磁剪切区域被认为是由大量的自举电流造成的. 根据实验数据得出的中心电子和离子热导率比通常的反常值降低了 1/3 到 1/2^[21]. 输运系数的降低可能是由于等离子体中心存在负磁剪切^[21,22]. 因为托卡马克最佳的 q 剖面应能最大限度地提高聚变性能^[23], 同时还应提供 MHD 稳定的等离子体和良好的约束. 一般在电流等离子体刚刚形成、电流处于爬升阶段时, 进行辅助加热或辅助电流驱动^[6,24], 以形成并维持中空电流剖面位形. 这个阶段的辅助加热简称“前期加热 (preheating)”. 与此不同的是, HL-2A 弹丸注入放电只有欧姆加热, 而并无辅助加热, 也无外加电流驱动, 但实验中电子热输运系数显著降低, 实现了弹丸增强性能放电. 这是一个值得研究的现象. 可以预期由中空电流导致的反转 q 剖面及反磁剪切位形在性能改善中起着关键作用. 本文将对此进行仔细研究.

2 实验设置与放电位形

HL-2A 装置典型弹丸注入放电的主要等离子体参数时间演化过程如图 1 所示. 其中, 等离子体电流 I_p 约为 370 kA, 纵向磁场 $B_t = 2-2.4$ T, 等离子体大半径 $R \approx 1.65$ m, 小半径 $r \approx 0.4$ m. 上述参数以及环电压 V_{loop} 、欧姆电流的时间演化如图 1(a)—(d) 所示. 此外, 本实验垂直场线圈电流 (I_v) 和水平场线圈电流 (I_r) 分别约为 23 kA 和 0.55 kA, 如图 1(e) 和图 1(f) 所示. 弹丸发射器安装在弱场侧. 实验中, 连续发射 3 个冷冻弹丸, 分别在 $t = 610, 660$ 和 710 ms 时到达等离子体柱核心区. 由单道 HCN 激光干涉仪测量得到线平均电子密度, 如图 1(g) 所示, \bar{n}_e 在 611, 661 和 711 ms 这 3 个时间片处出现 3 个台阶, 表示随着每一次弹丸注入, 弹丸消融使电子密度跳跃式上升. 另外, 电子温度剖面由电子回旋辐射仪测量, 离子温度由电荷交换中性粒子分析仪测量. 磁探针所测量的信号在本文的平衡重建中也会用到. 在 PEP 脉冲中, 大部分 MHD 活动发生在等离子体的中心区域. MHD 活动的研究涉及到许多不同极向和环向位置的诊断. 软 X 射线就是一种强大的局部诊断工具, 被用于本实验过程中 MHD 活动的诊断研究^[12]. 本次实验放电中平均电子线密度从 $2.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增加到 $5.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

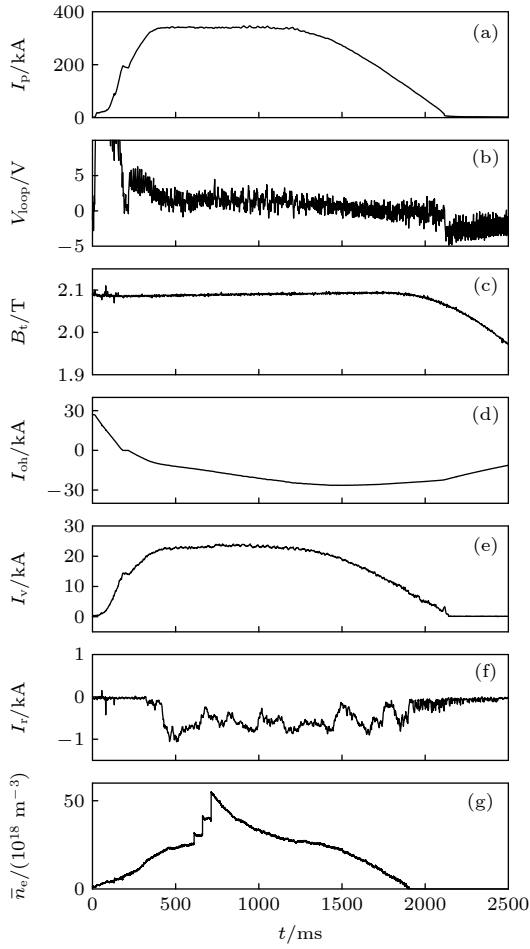


图 1 典型弹丸注入放电 (4050 炮) 参数的时间演化 (a) 等离子体电流 I_p ; (b) 环电压 V_{loop} ; (c) 纵向磁场 B_t ; (d) 欧姆电流 I_{oh} ; (e) 垂直场线圈电流 I_v ; (f) 水平场线圈电流 I_r ; (g) 线平均电子密度 \bar{n}_e

Fig. 1. Temporal evolutions of the typical pellet injection discharge: (a) Plasma current I_p ; (b) loop voltage V_{loop} ; (c) longitudinal magnetic field B_t ; (d) Ohmic current I_{oh} ; (e) vertical field coil current I_v ; (f) horizontal field coil current I_r ; (g) average line electron density \bar{n}_e .

图 2 示出了典型弹丸注入放电性能参数. 如图 2(a) 和图 2(b) 所示, 在 $t = 710$ ms 第 3 次弹丸注入后, 极向 β_p 有所降低, 在 $t = 900$ ms 后才开始显著上升, 能量约束时间 τ_E 也同时有较大幅度的增加. 图 2(c) 是电子热扩散系数 χ_e 的时间演化. 从图 2(c) 可以看到, 在 3 次弹丸注入之后, χ_e 值显著降低, 表明能量约束得到显著增强. 这也说明中空电流放电增强约束性能, 实现了弹丸增强性能放电.

实验测量的软 X 射线强度如图 3 所示, 从上到下曲线对应的小半径 $r = 2.5, 7.3, 12$ 和 16.3 cm. 可见无锯齿放电持续时间约 100 ms. 从 $t = 820$ ms 开始出现锯齿. 从图 3 以及后面的研究中都会看到, 从 $t = 713$ ms 开始, $q = 1$ 通量面被排除在

等离子体外, 这种状态一直维持到 815 ms. 在这之间约 100 ms 长的时间间隔内, 连续地实现了中空电流放电. 而在 820 ms 后, $q = 1$ 通量面开始常规地进入等离子体, 可以观察到蛇形扰动 [19].

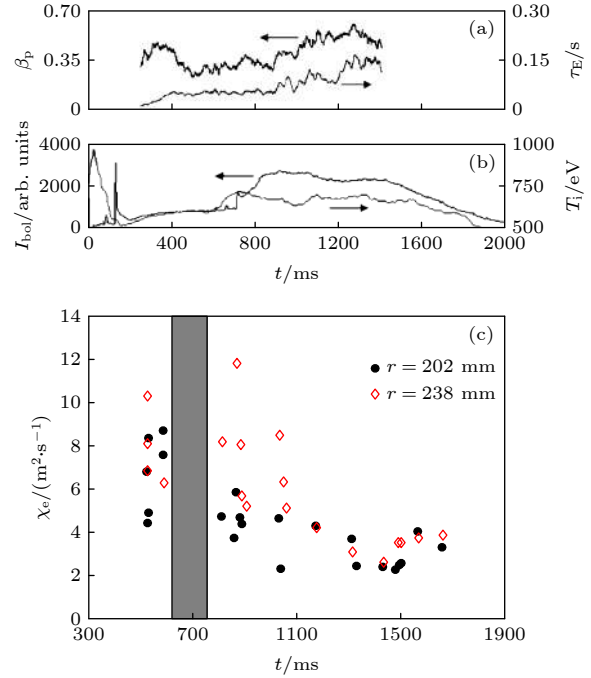


图 2 性能参数图 (a) 极向 β_p 和能量约束时间 τ_E 的时间演化; (b) 离子温度 T_i 和热辐射强度 I_{bol} 的时间演化; (c) 电子热扩散系数 χ_e 的时间演化, 其中阴影部分表示 3 次弹丸注入时间段

Fig. 2. Performance parameters: (a) The Poloidal β_p and energy confinement time τ_E ; (b) ion temperature T_i and thermal radiation intensity I_{bol} ; (c) electron thermal diffusivity χ_e , where the shaded area represents the time period of the three pellet injections.

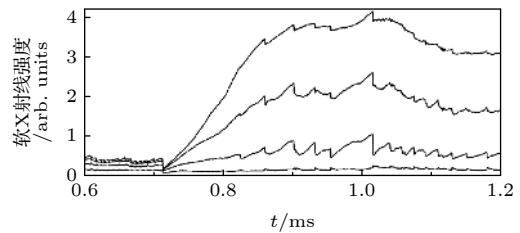


图 3 不同通道的软 X 射线强度图, 从上到下曲线对应的 $r = 2.5, 7.3, 12$ 和 16.3 cm

Fig. 3. Soft X-ray intensity diagram of different channels, where the curves from top to bottom correspond to $r = 2.5, 7.3, 12$ and 6.3 cm.

为了分析弹丸注入放电的位形演化, 拟用 EFIT 平衡代码 [25,26] 来重建平衡位形 [27]. 通过最小化 1 个成本函数来确定平衡. 该函数在 Grad-Shafranov 方程的约束下, 对模拟测量值和观测测量值之间的

偏差进行评估, 通过使总的偏差最小化, 来得到平衡位形. HL-2A 实验中, 可以测量真空室内的 4 个磁通环和 18 个极向场线圈信号, 以及等离子体电流、抗磁信号、总压力和离散点的安全因子. 磁通环位置的磁通量直接作为 Grad-Shafranov 方程的边界条件, 等离子体总电流等于电流密度的表面积分. 所有其他数量都通过成本函数的最小化来进行确定. 通过求磁通的极值来确定磁轴位置. 需要限定等离子体最后 1 个闭合磁面处压强为零, 压强梯度及其在轴上的导数也需限定为零值. 另外, 值得指出的是, 必须采用动力学拟合 [25] 来进行平衡重建. 在本研究中, 根据实验测量得到的压强剖面, 对全部可能的平衡位形进行了扫描和重建. 然后利用 GATO 程序 [28] 进行稳定性分析. 因此, 本文图例中涉及的所有位形都取自弹丸注入放电过程中稳定的平衡位形. 其中, 重建的放电位形均为限制器位形, 如图 4 所示.

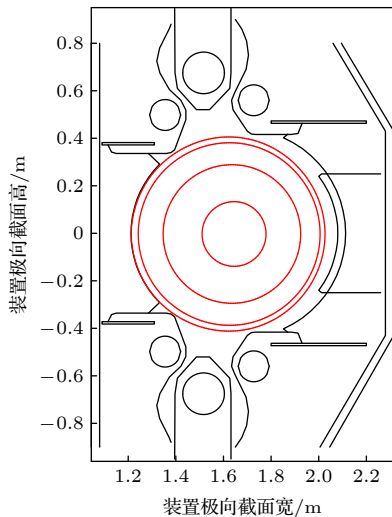


图 4 放电位形图
Fig. 4. Discharge configuration diagram.

3 弹丸深度注入放电中空电流剖面演化

本次实验放电中弹丸注入导致电子密度和温度剖面剧烈变化, 如图 5 所示. 从第 1 个弹丸注入 ($t = 610$ ms) 开始, 芯部电子密度剖面中心峰化程度越来越高, 在 $t = 713$ ms 时达到最高, 然后峰度又逐渐降低. 从 $t \approx 613$ ms 开始, 芯部电子温度开始形成弱中空剖面, 在 $t = 713$ ms 处中空度达到最高值, 此后, 电子温度剖面中空度逐渐变弱. 在 $t \approx$

902 ms 处, 电子密度剖面与电子温度剖面都完全恢复为中心峰化型. 后面的分析将揭示, 在 $t = 713$ ms 时形成“中空电流”密度分布, 持续时间约为 100 ms.

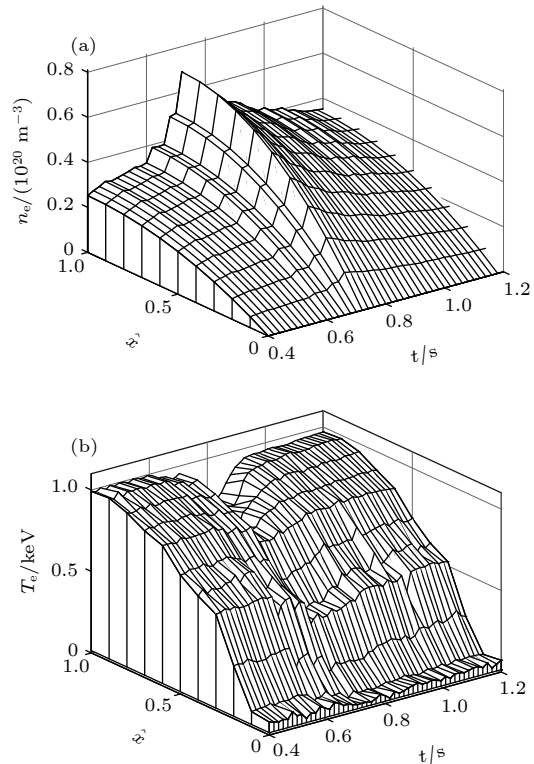


图 5 电子密度 (a) 与电子温度 (b) 的空间分布图
Fig. 5. Spatial distribution of electron density (a) and electron temperature (b).

实验中, $t = 702, 713, 782$ 和 902 ms 四个时刻的电子温度剖面 and 电子密度剖面分别如图 6(a) 和图 6(b) 所示. 因为弹丸注入导致粒子间的碰撞率很高, 于是, 离子密度与电子密度、离子温度与电子温度可看作近似相等. 由于等离子体的温度很高, 在注入前两个弹丸后, 等离子体没有充分冷却下来. 等离子体的中心温度分布在 $t = 702$ ms 时仍然是平坦的, 如图 6(a) 中的蓝色点虚线所示. 在注入第 3 个弹丸后, 等离子体边缘的密度略有变化. 同时, 等离子体电子温度显著降低, 中心温度明显低于外围. 在图 6(a) 中用绿色虚线画出了 $t = 713$ ms 时的电子温度剖面. 相较于此前 (702 ms) 和此后 (782 和 902 ms), 713 ms 时芯部电子温度最低, 电子密度峰值最高, 电子密度剖面如图 6(b) 所示.

在此基础上进行了平衡重建. EFIT 程序可以求解 Grad-Shafranov 方程, 得到的平衡将极向磁通和环向磁通函数映射到物理空间坐标系. 平衡重建以环向磁通的归一化平方根 ($\langle \psi \rangle$) 作为归一化

径向坐标, 所求得各参数剖面是径向坐标 $\langle\psi\rangle$ 的函数. 图 6(c) 所示为重建计算出的电流剖面, 为方便比较, 在这里依然采用归一化小半径 ρ 作为横坐标. 由图 6(c) 可以看到: $t = 713$ ms 时, 在等离子体中形成了中空电流密度分布. 在 $t = 782$ ms 时, 中心电子温度显著升高, 压强也升高, 压强剖面中心略显平坦, 电流密度呈更显著的中空分布; $t = 782$ ms 时的位形是最有代表性的稳定的中空电流放电阶段. 在此之后, 由于没有中空电流维持机制, 中空电流逐渐变窄, 到 902 ms 时, 电流密度剖面又再次恢复到尖峰剖面形态, 中空电流放电结束, 但欧姆放电继续进行.

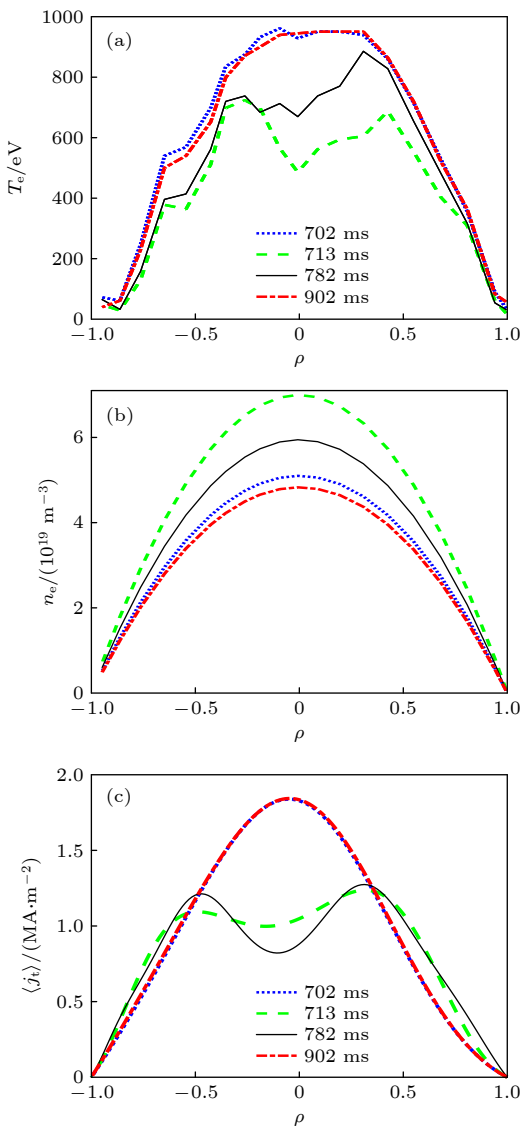


图 6 $t = 702, 713, 782, 902$ ms 时的 (a) 电子温度剖面、(b) 电子密度剖面 and (c) 电流剖面

Fig. 6. Electron temperature (a), electron density (b) and current (c) profiles at $t = 702, 713, 782$ and 902 ms.

在典型托卡马克等离子体中, 等离子体核心区存在显著的电流, 电流密度在轴上达到峰值. 在本实验中, 冷冻弹丸注入后, 随着弹丸消融, 中心电子温度降低, 电子密度快速升高. EFIT 重建结果表明, 芯部电流有较大幅度降低. 然而, 在中空电流的边缘, 极向场急剧上升, 从而形成了强烈的温度、密度和压强梯度, 如图 6(a) 和图 6(b) 所示. 物理上, 由于放电中心有足够高的密度, 同时有暂时性低的在轴温度, 使得温度剖面是中空的, 从而构成了高的离轴压强梯度, 压强梯度驱动离轴自举电流, 电流在冷等离子体中扩散很快, 形成中空电流. 但是, 由于自举电流份额不足, 上述因素并不是弹丸注入放电中空电流形成的主要方面. 对于这种放电, 中空电流形成的另一个原因是, 由于冷冻弹丸注入到等离子体中心, 使电流向内扩散受到抑制, 造成中心等离子体电流减弱或部分消失, 电流更多地分布在外部区域.

4 动理学参数剖面与反磁剪切效应研究

4.1 动理学参数剖面分析

作为对比, 给出 $t = 702$ 和 713 ms 时的两个稳定平衡位形的动理学参数剖面, 如图 7 所示. 其中横坐标 ρ 是归一化小半径 (图 7(a)—(d)), 另一横坐标是归一化磁通 $\langle\psi\rangle$ (图 7(e)—(h)). 需要注意的是, 在这里 q 剖面被限制为与实验的总等离子体电流相匹配, 这基本上决定了边缘 q 值. 如图 7 所示, $t = 702$ ms 时电流密度为中心峰化剖面, 电子密度呈中心峰化, 安全因子剖面是随 $\langle\psi\rangle$ 单调增加的. 而在 $t = 713$ ms, 中心电子密度从 702 ms 时的 $4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增加到约 $7.05 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, q 剖面反转, 最小值 q_{min} 约为 1.6, 位于 $\langle\psi\rangle = 0.22$ 处, q_0 和 q_{95} 分别为 1.8 和 3. 这是一种反剪切位形.

$t = 702$ ms 时电流剖面是峰状的, 这有利于稳定外扭曲模. $t = 713$ ms 时芯部电子密度很高, 有较高的梯度, 但芯部电子温度宽平, 略呈中空分布, 导致压强剖面变平并略带中空型, 这样的压强剖面有利于稳定气球模, 以及离子温度梯度 (ITG) 模、俘获电子模 (TEM) 等微观不稳定性模. 中空电流等离子体可以形成负中心剪切 (negative central shear, NCS). 强的密度和温度梯度可产生显著的自举电流, 这些梯度的建立同时也扩大了中空电流.

与此同时, 中空电流的出现导致压强剖面在芯部进一步变平, 而平的和宽的压强剖面有利于 MHD 稳定性. 上述这些因素有利于等离子体约束性能的提高.

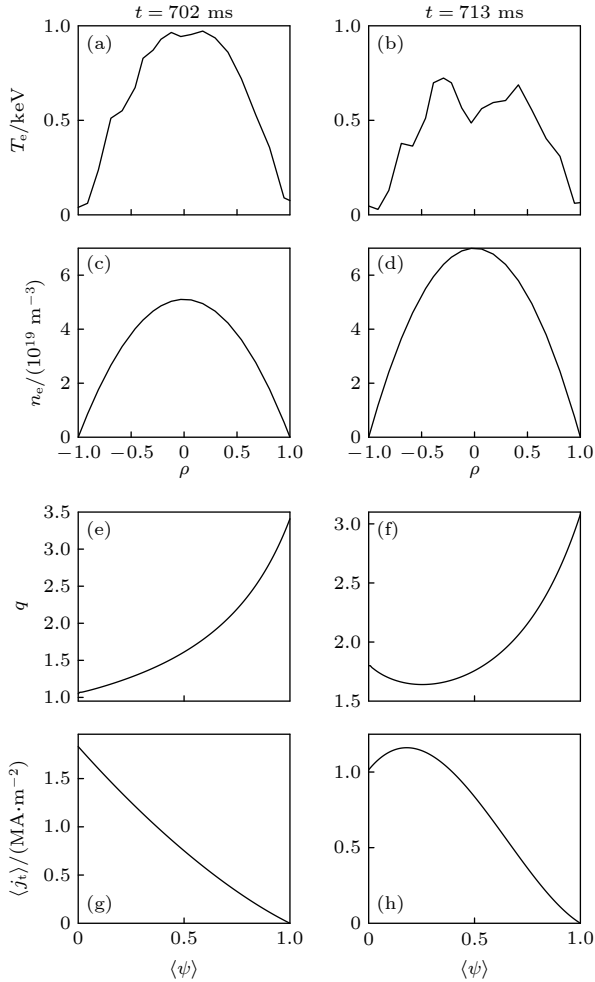


图 7 $t = 702$ 和 713 ms 时的动力学剖面图 (a), (b) 电子温度; (c), (d) 电子密度; (e), (f) q 剖面; (g), (h) 平均电流密度 $\langle j_t \rangle$

Fig. 7. Kinetic profiles at $t = 702$ and 713 ms: (a), (b) Electron temperature; (c), (d) electron density; (e), (f) q profiles; (g), (h) average current density $\langle j_t \rangle$ profile.

4.2 反磁剪切位形研究

为了分析反磁剪切位形及其在 PEP 中的作用, 给出 750, 782, 902 ms 时的电流剖面、 q 剖面和压强梯度剖面, 如图 8 所示. 图 8(b) 表明 $t = 750$, 782 ms 时形成了反磁剪切位形. 此时, 等离子体电流呈中空分布 (图 8(a)), q 分布呈弱反转剖面, 最小 q 值 q_{\min} 分别位于 $\langle \psi \rangle \approx 0.21, 0.3$ 处, 在 q_{\min} 所在小半径处有最大的压强梯度 (图 8(b) 和图 8(c) 中竖直虚线所示). 在 $t = 902$ ms 时等离子体电流

呈常规的中心峰化分布, q 剖面呈单调上升分布, 如图中蓝色短划线曲线所示; q_0 约为 0.95—1.05, 比本图另两例的轴安全因子小得多. 我们已经知道, 在 $t = 713$ —820 ms 阶段, 密度剖面峰化程度高, 压强剖面足够尖, 具备形成 PEP 放电的条件. 图 8(c) 示出了压强梯度峰化情况. 由实际实验结果可知, $t = 750$ 和 782 ms 时, 最小的梯度相关长度:

$$l_p = \left(\left| \frac{1}{p} \frac{dp}{d\psi} \right| \right)^{-1} \approx 0.1 < a/2.$$

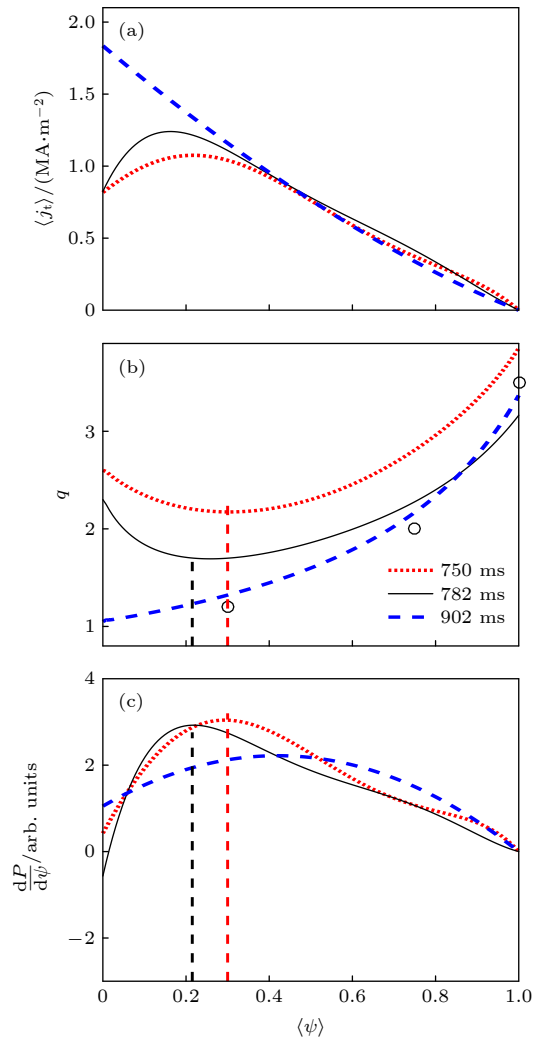


图 8 $t = 750, 782, 902$ ms 时, (a) 电流密度 $\langle j_t \rangle$ 、(b) 安全因子 q 、(c) 压强梯度 $dP/d\psi$ 剖面图. (b) 中的“o”表示 900 ms 时刻 q 测量值, 与重建的 q 剖面相应点基本重合

Fig. 8. : (a) Current density $\langle j_t \rangle$, (b) safety factor q , (c) pressure gradient $dP/d\psi$ at $t = 750, 782$ and 902 ms. And the symbols “o” in panel (b) represent the measured q values.

并且, 这种小的梯度相关长度是因弹丸注入造成尖峰化密度剖面而形成的. 显然, 本阶段可以归类于 PEP 放电 [29]. 虽然可以看到在 q_{\min} 所在位置

附近有内部输运垒 (ITB) 形成的趋势, 但是, 并没有 ITB 已经形成的明显迹象. 需要说明, 图 8(b) 中的“o”表示实验测量的 900 ms 时刻的 q 值, 与重建的 q 剖面 (蓝色虚线所示) 基本重合.

JET 实验证实了前期辅助加热阶段的 ITB 主要由剪切 s 控制 [18], 在 $s \lesssim 0$ 的区域内, ITB 大致是存在的. 本实验中, $t = 750$ 和 782 ms 时都存在反剪切 ($s \lesssim 0$) 区域, 但没有明显的 ITB 形成. 事实上, 欧姆加热要形成明显的 ITB, 需要很高的加热功率. 显然, 对于像本实验这类无辅助加热的中空电流放电, 不能单纯以 $s \lesssim 0$ 作为判断 ITB 存在的唯一依据.

为进一步分析可能存在的反磁剪切位形, 给出在 $t = 782$ ms, $q_0 = 3.2$ 时, 对不同 β_p 进行理论计算得到的平衡位形的 q 分布, 如图 9(a) 所示. 其中 A, B, C, D 曲线分别对应于 $\beta_p = 0.45, 0.565, 0.615$ 和 0.7 四种个例. 同时给出 β_p 对应平衡的 GATO 稳定性计算结果, 如图 9(b) 所示, 其中归一化增长率 $\hat{\gamma}^2 = \gamma^2/\omega_A^2$, ω_A 指阿尔芬频率. 图 9(b) 还给出另外两个点 ($\beta_p = 0.55$ 和 0.575) 处的归一化增长率.

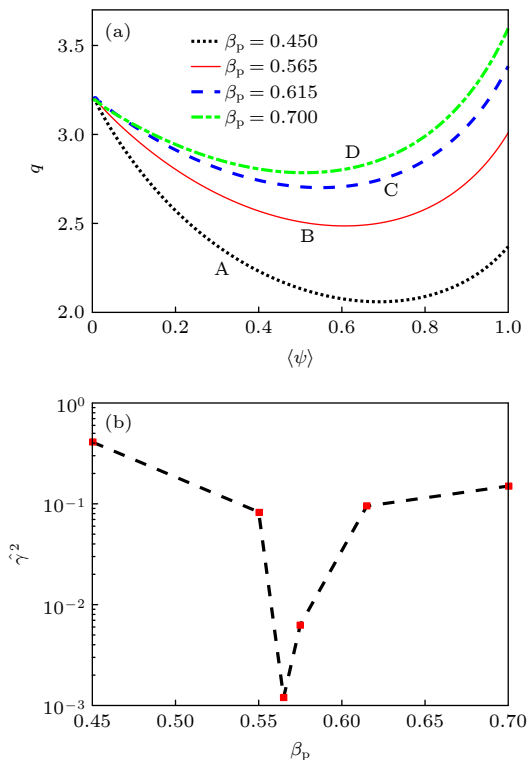


图 9 $t = 782$ ms, $q_0 = 3.2$ 时, (a) 不同 β_p 平衡位形的 q 剖面、(b) 归一化增长率.

Fig. 9. (a) Different q profiles and (b) normalized growth rates for different β_p at $t = 782$ ms and $q_0 = 3.2$.

结合图 9(a) 和图 9(b), 看到两种 q 剖面位形. 一种是深反转的 (A, B), 特征为 $q_0 > q_{95}$; 另一种是弱反转的 (C, D), 特征是 $q_{\min} < q_0 < q_{95}$. 深度反转 q -剖面的优点是形成宽半径 ITB 的功率阈值低, 还可以减少各种类型的湍流, 如使电子温度梯度 (ETG) 湍流和 TEM 湍流强度减弱. $\beta_p = 0.45$ 与 0.565 都对应深反转位形, 其中, $\beta_p = 0.565$ 的平衡位形归一化增长率最接近临界稳定值 ($\hat{\gamma}^2 \approx 10^{-3}$). 反转越深, 宏观 MHD 不稳定性越强, 如 $\beta_p = 0.45$ 事例的增长率达 $O(0.1)$ 量级, 相较 $\beta_p = 0.565$ 事例, 其增长率大得多, 此时等离子体已经处于很不稳定的状态. 需要说明的是, q 反转越深, 越容易引起杂质在等离子体芯部积聚. PEP 放电等离子体杂质主要是轻杂质 (C, Be) 加少量重杂质. 杂质向中心集聚, 使主离子密度降低, 并导致离子密度与电子密度之比持续降低. 有时有效电荷数 Z_{eff} 在芯部可以由 1.0 增至 4.0 [29]. 杂质在等离子体芯中的积累是另一个严重的问题 [30,31]. 另外, 在文献 [20] 中, 图 7 和图 8 所示理论上的平衡计算结果中最稳定的深度反转 q 位形的归一化增长率都 $\gg O(0.1)$, 这是由于其轴安全因子相对较小 ($q_0 = 2.7 < 3$), 相应深反转位形中 q_{95} 更小. 而在此处, 轴安全因子 $q_0 = 3.2$, 相应最稳定的深度反转位形 (对应 $\beta_p = 0.565$ 事例) 已经接近临界稳定状态. 可以预期, 如果 q_0 进一步增加, 则可以得到完全稳定的深度反转位形.

在实际放电中, 可重建得到 $q_0 > 3$ 的深度反转位形, 如图 10 所示. 图 10 同时给出了平均电流密度分布剖面. 根据实验测得的压强剖面重建的位形中, 有 $q_0 = 3.2$, $q_{\min} = 1.71$, 最小 q 值远小于图 9 中红色实线所示最稳定位形对应的 q_{\min} 值 (约 2.495), 相应归一化增长率也降低了两三个数量级. 可见, 对于反转 q 位形, $q_0 - q_{\min}$ 值大小也与平衡的 MHD 稳定性相关. 为得到更加稳定的等离子体, 实验上倾向于实现 q_0 , q_s 和 $q_0 - q_{\min}$ 取值都足够大的放电过程 [20].

另一方面, $\beta_p = 0.615$ 和 0.7 事例对应平衡具有弱反转 q 剖面, 由于其缺乏基于大负磁剪切的湍流稳定机制, 因此是很不稳定的, 归一化增长率在 $\sim O(0.1)$ 量级. 同时, 弱反转 q 位形对于许多湍流分支 (TEM 和 ETG 等) 的稳定性也相对较差. 但若是稳定的弱反转位形, 则很容易维持住. 如果既可能存在弱反转 q 剖面, 也可能存在强反转 q 剖面,

则实际放电倾向于前者. 本次弹丸注入放电实验实际实现的就是可维持的、稳定的弱反转 q 剖面, 其特征是 $q_s > 3$, 而 $q_0 - q_{\min}$ 的数值大小取决于具体放电参数.

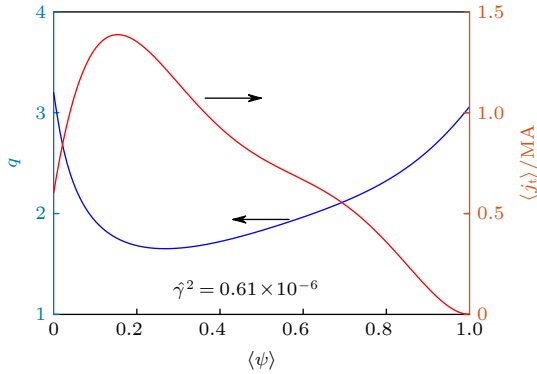


图 10 EFIT 重建的稳定平衡的深反转 q 剖面及平均电流密度 $\langle j_t \rangle$ 分布

Fig. 10. Stable equilibrium deeply inverted q profile and average current density $\langle j_t \rangle$ for the stable equilibrium reconstructed by EFIT.

弹丸注入放电增强等离子体性能与反磁剪切位形的关系, 可以通过引入某些等离子体模型 [32] 来解释. 另外, 还可以做如下理解. 首先, 反剪切位形可以稳定气球模; 当负磁剪切 $s < 0$ 时, 气球模进入第二稳定区, 对 $n = \infty$ 理想磁流体气球模具有完全稳定性. 其次, 反磁剪切位形也能够稳定微观不稳定性. 磁剪切影响运输的方式有多种, 其中包括 ITB 的形成和维持. 负磁剪切还降低了微观不稳定性——如 ITG 模、TEM 和高 n 气球模——的测地曲率驱动力, 并降低了磁应力. 对一些高 k 湍流, 如 ETG 湍流, 也可以通过使等离子体具备负磁剪切区域来稳定之 [33].

反磁剪切位形对实现先进托卡马克运行非常必要, 是聚变界研究的一个热点. 要维持反磁剪切位形, 有赖于主加热阶段所应用的加热方式和驱动方式及其功率大小, 一般还需要有自举电流, 以及要求自举电流与外电流驱动有良好的组合方式, 以共同维持理想的总电流模式. 在 HL-2A 装置上, 考虑用 LHCD 控制电流剖面以维持 NS 位形. 这方面的详细分析在此从略, 有兴趣的读者可参考文献 [34].

4.3 归一化 β_N 分析

一般地, NCS 放电中的 β 是很低的. 归一化 β_N (定义 $\beta_N \equiv \beta_t / (I_p / aB_t)$) 是表征托卡马克装置运行

水平的 1 个重要指标. 计算了 $t = 702, 713, 750, 782, 850$ 和 902 ms 这 6 个时间片处的归一化 β_N 值, 如图 11 所示. 在 $t = 702$ ms 处, $\beta_N = 0.48$. 而当 $t = 713$ ms 时, 弹丸完全消融, 形成很尖的电子密度剖面, 虽然中心温度显著降低, 但依然形成了中空电流分布, 约束性能增强, β_N 升至 0.492. 其后, 电子温度逐渐回升, q 剖面反转深度加大, 最后在稳定的中空电流阶段, 如当 $t = 782$ ms 时, 强的中空电流使 β_N 大幅降低到 0.4, 这是由于尖的电位剖面才有利于稳定外扭曲模, 提高 β_N 极限 [35]. 而中空电流位形不利于稳定理想模. 随后中空电流逐渐变窄, 因为到 $t = 820$ ms 时出现 MHD 不稳定性, 中空电流崩塌, 在软 X 射线中观察到锯齿信号出现. 但 β_N 转而上升, 到 902 ms 时, 达到 $\beta_N = 0.496$. 因为此时中空电流早已完全消失, 代之以中心峰状电流剖面. β_N 的这个变化过程与图 2(a) 所示 [702, 902] ms 区间内 β_p 的变化过程类似.

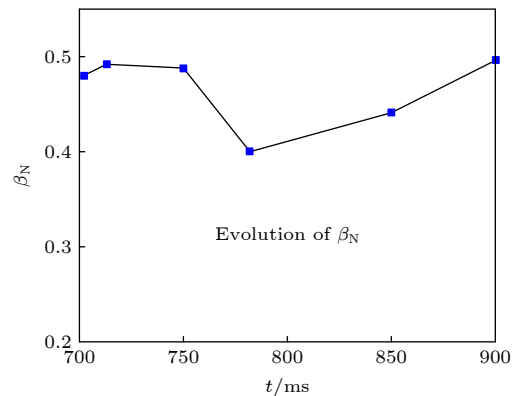


图 11 β_N 随时间演化图

Fig. 11. Temporal evolution of β_N .

5 总结

本文分析了 HL-2A 弹丸注入放电中空电流与反磁剪切位形, 及其对等离子体性能改善的影响. HL-2A 弹丸注入放电实验分 3 次连续注入冷冻弹丸, 形成弱中空压强分布和高的中心密度分布. 利用 EFIT 代码得到了高质量的平衡. 结合 MHD 稳定性分析, 结果表明放电形成了中空电流位形, 持续时间约为 100 ms. 在第 3 个弹丸注入之前, 稳定的平衡位形具有的特征是其轴安全因子在 1 附近. 第 3 个弹丸注入后, 弹丸消融引起中心电子温度下降, 而电子密度急剧升高, 电流密度呈中空分布. 实验中观察到, 在弹丸注入后, 电子热扩散系数

显著降低. 输运参数的降低可能是由于等离子体中心存在负磁剪切. 弹丸深度注入改善了能量约束. 中空电流位形有利于实现高密度等离子体的稳定性, 其 β_N 近似等于低密度等离子体时的值. 弹丸注入造成中心高度峰化的电子密度剖面, 有利于粒子约束时间的提高, 同时在增进能量约束时间方面起着重要作用.

HL-2A 弹丸注入成功形成了中空电流分布. 在稳定的中空电流放电阶段 (例如 $t = 782$ ms), 有很弱的、不太明显内部输运垒生成的趋势. 事实上, 在没有辅助加热的情况下, 单凭欧姆加热要想形成明显的输运垒, 需要很高的加热功率. 在 HL-2A 弹丸注入中空电流放电期间, 等离子体比压总体略有下降, 这主要是由于中空电流不利于理想模稳定性, 从而造成 β_N 降低. 另一方面, 在反剪切区域可以稳定压强梯度驱动不稳定性及微观不稳定性, 从而使系统的微观不稳定性减弱. 上述两个因素联合作用、相互影响. 但是, 总的说来, NCS 位形实际上 β 水平是很低的. 若要切实提高中空电流放电的 β_N 极限, 需要在等离子体边界附近放置一个导电壁^[35], 这样可以有效稳定外扭曲模.

本次放电中空电流剖面维持时间仅约 100 ms, 维持时间较短. 物理上, 弹丸注入使中空电流得以形成, 主要是因为冷冻弹丸的注入, 使电流向内扩散受到抑制, 造成中心等离子体的电流减弱或部分消失; 另一方面, 压强梯度驱动的自举电流和 PS 电流也形成并维持着部分中空电流. 若要长期维持中空电流放电, 建议采用辅助加热和辅助电流驱动. 中空电流维持机制一般是“自举电流+辅助加热”. 在 HL-2A 装置上, 采用 LHCD 来控制电流位形, 以维持能稳定运行的反磁剪切等离子体^[34,36]. 在 HL-2M 上实现长期维持的中空电流放电是另一个有意义的课题, 留待以后进一步研究.

参考文献

[1] Strait E J, Lao L L, Mauel M E, Rice B W, Taylor T S, Burrell K H, Chu M S, Lazarus E A, Osborne T H, Thompson S J, Turnbull A D, 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4421
 [2] Turnbull A D, Taylor T S, Lin-Liu Y R, John H S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 718
 [3] Jackson G L, Winter J, Taylor T S, Burrell K H, DeBoo J C, Greenfield C M, Groebner R J, Hodapp T, Holtrop K, Lazarus E A, Lao L L, Lippmann S I, Osborne T H, Petrie T W, Phillips J, James R, Schissel D P, Strait E J, Turnbull A D, West W P 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3098

[4] Levinton F M, Zarnstorff M C, Batha S H, Bell M, Bell R E, Budny R V, Bush C, Chang Z, Fredrickson E, Janos A, Manickam J, Ramsey A, Sabbagh S A, Schmidt G L, Synakowski E J, Taylor G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4417
 [5] Kessel C, Manickam J, Rewoldt G, Tang W M 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1212
 [6] Hawkes N C, Stratton B C, Tala T, Challis C D, Conway G, DeAngelis R, Giroud C, Hobirk J, Joffrin E, Lomas P, Lotte P, Mailloux J, Mazon D, Rachlew E, Reyes-Cortes S, Solano E, Zastrow K D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 115001
 [7] Yavorskij V, Goloborod'ko V, Schoepf K, Sharapov S E, Challi C D, Reznik S, Stork D 2003 *Nucl. Fusion* **43** 1077
 [8] Zarnstorff M C, Bell M G, Bitter M, Goldston R J, Grek B, Hawryluk R J, Hill K, Johnson D, McCune D, Park H, Ramsey A, Taylor G, Wieland R 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1306
 [9] Fujita T, Kamada Y, Ishida S, Neyatani Y, Oikawa T, Ide S, Takeji S, Koide Y, Isayama A, Fukuda T, Hatae T, Ishii Y, Ozeki T, Shirai H, JT-60 Team 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1627
 [10] Sengoku S, Nagami M, Abe M, Hoshino K, Kameari A, Kitsunezaki A, Konoshima S, Matoba T, Oikawa A, Shimada M, Suzuki N, Takahashi H, Tani K, Washizu M, Foster C A, Milora S L, Attenberger S E, Stockdale R E 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1475
 [11] Yan L W, Xiao Z G, Zheng Y J, Dong J F, Deng Z C, Li B, Li L, Feng Z, Liu Y, Wang E Y 2002 *Nucl. Fusion* **42** 265
 [12] Ding X T, Yang Q W, Yan L W, Zhu G L, Xiao Z G, Liu D Q, Cao Z, Gao Q D, Long Y X, Liu Yi, Zhou Y, Pan Y D, Cui Z Y, Huang Y, Liu Z T, Shi Z B, Ji X Q, Xiao W W, Liu Y 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 2502
 [13] Valović M, Garzotti L, Gurl C, Akers R, Harrison J, Michael C, Naylor G, Scannell R 2012 *Nucl. Fusion* **52** 114022
 [14] Liu C H, Nie L, Huang Y, Ji X Q, Yu D L, Liu Yi, Feng Z, Yao K, Cui Z Y, Yan L W, Ding X T, Dong J Q, Duan X R 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 205201 (in Chinese) [刘春华, 聂林, 黄渊, 季小全, 余德良, 刘仪, 冯震, 姚可, 崔正英, 严龙文, 丁玄同, 董家齐, 段旭如 2012 物理学报 **61** 205201]
 [15] Furth H P 1986 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **28** 1305
 [16] Hugon M, Milligen B Ph van, Smeulders P, Appel LC, Bartlett DV, Boucher D, Edwards AW, Eriksson L-G, Gowers C W, Hender T C, Huysmans G, Jacquinet J J, Kupschus P, Porte L, Rebut P H, Start D F H, Tibone F, Tubbing B J D, Watkins M L, Zwingmann W 1992 *Nucl. Fusion* **32** 33
 [17] Nagami M 1989 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **31** 1597
 [18] Jayakumar R J, Austin M A, Greenfield C M, Hawkes N C, Kinsey J E, Lao L L, Parks P B, Solano E R, Taylor T S 2008 *Nucl. Fusion* **48** 015004
 [19] Liu Yi, Qiu X M, Dong Y B, Guo G C, Xiao Z G, Zhong Y Z, Zheng Y J, Fu B Z, Dong J F, Liu Yong, Wang E Y 2004 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **46** 455
 [20] Shen Y, Dong J Q, He H D, Shi Z B, Li J, Han M K, Li J Q, Sun A P, Pan L 2020 *Nucl. Fusion* **60** 124001
 [21] Tala T J J, Parail V V, Becoulet A, Challis C D, Corrigan G, Hawkes N C, Heading D J, Mantsinen M J, Nowak S 2002 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **44** 1181
 [22] Litaudon X, Peysson Y, Aniel T, Huysmans G, Imbeaux F, Joffrin E, Lasalle J, Lotte P, Schunke B, Segui J L, Tresset G, Zabiego M 2001 *Plasma Phys. Controlled. Fusion* **43** 677
 [23] Challis C D, Litaudon X, Tresset G, Baranov Yu F, Bécoulet A, Giroud C, Hawkes N C, Howell D F, Joffrin E, Lomas P J, Mailloux J, Mantsinen M J, Stratton B C, Ward D J, Zastrow K D 2002 *Plasma Phys. Controlled. Fusion* **44** 1031

- [24] Fujita T, Oikawa T, Suzuki T, Ide S, Sakamoto Y, Koide Y, Hatae T, Naito O, Isayama A, Hayashi N, Shirai H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 245001
- [25] Lao L L, Ferron J R, Groebner R J, Howl W, John H St, Strait E J, Taylor T S 1990 *Nucl. Fusion* **30** 1035
- [26] Lao L L, John H St, Stambaugh R D, Kellman A G, Pfeiffer W 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1611
- [27] He H D, Dong J Q, Zheng G Y, He Z X, Lu G M, Peng X D, Shi Z B, Zhang J H 2012 *Phys. Scr.* **85** 045501
- [28] Gruber R, Troyon F, Berger D, Bernard L C, Rousset S, Schreiber R, Schneider W, Roberts K V 1981 *Comput. Phys. Commun.* **21** 323
- [29] Smeulders P, Appel L C, Balet B, Hender T C, Lauro-Taroni L, Stork D, Wolle B, Ali-Arshad S, Alper B, Blank H J De, Bures M, Esch B De, Giannella R, Konig R, Kupschus P, Lawson K, Marcus F B, Mattioli M, Morsi H W, O'Brien D P, O'Rourke J, Sadler G J, Schmidt G L, Stubberfield P M, Zwingmann W 1995 *Nucl. Fusion* **35** 225
- [30] Dong J Q, Horton W 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3412
- [31] Shen Y, Dong J Q, Xu H B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 195203 (in Chinese) [沈勇, 董家齐, 徐红兵 2018 *物理学报* **67** 195203]
- [32] Rebut P-H, Watkins M L, Gambier D J, Boucheret D 1992 *Phys. Fluids B* **3** 2209
- [33] Maget P, Garbet X, Géraud A, Joffrin E 1999 *Nucl. Fusion* **39** 949
- [34] Gao Q D, Budny R V, Zhang J H, Li F Z, Jiao Y M 2000 *Nucl. Fusion* **40** 1897
- [35] Shen Y, Dong J Q, He H D 2016 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **36** 447 (in Chinese) [沈勇, 董家齐, 何宏达 2016 *真空科学与技术学报* **36** 447]
- [36] Gao Q D, Budny R V, Li F, Zhang J 2003 *Nucl. Fusion* **43** 982

Hollow current and reversed magnetic shear configurations in pellet injection discharges on Huanliuqi 2A tokamak*

Shen Yong^{1)†} Dong Jia-Qi¹⁾²⁾ He Hong-Da¹⁾ Ding Xuan-Tong¹⁾
 Shi Zhong-Bing¹⁾ Ji Xiao-Quan¹⁾ Li Jia¹⁾³⁾ Han Ming-Kun¹⁾³⁾
 Wu Na¹⁾ Jiang Min¹⁾ Wang Shuo¹⁾ Li Ji-Quan¹⁾
 Xu Min¹⁾ Duan Xu-Ru¹⁾

1) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

2) (*Institute for Fusion Theory and Simulation, Zhejiang University, Hangzhou 310013, China*)

3) (*School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 6 April 2021; revised manuscript received 17 May 2021)

Abstract

The tokamak with weak or negative magnetic shear and internal transport barrier (ITB) is considered to be the most promising approach to improving fusion performance. The hollow current density profile, as well as the reversed q profile (negative magnetic shear), is one of the key conditions for improving core confinement in advanced tokamak schemes. In the Huanliuqi 2A (HL-2A) experiment, a hollow current distribution with a discharge duration of about 100 ms is successfully achieved by injecting the pellets in the Ohmic discharge. The discharge is characteristic of circular equilibrium configuration and three frozen pellets are injected continuously at three different time moments. As a result, the hollow current profiles are formed in the plasma with weak hollow electron temperature in the core region. At the same time, the hollow currents are combined with the reversed magnetic shear profiles. Because the power of Ohmic heating is not so high and there is no external auxiliary heating, we can see only a trend of the formation of weak internal transport barrier in the stable hollow current discharge stage. However, the electron thermal diffusivity decreases significantly after the pellets have been injected. The deep injection of frozen pellets improves the energy confinement. The enhancement of plasma performance is due to the peaked electron density profile in the center, caused by pellet injection and the negative magnetic shear in the plasma center. It is concluded that the electron density profile peaked highly in the core plasma, caused by pellet injection, is beneficial to the improvement of particle confinement and plays an important role in enhancing the energy confinement. In addition, it is also demonstrated that, in general, during a hollow current discharge, the poloidal beta β_p value and normalized beta β_N value are both obviously low although the reversed magnetic shear is conducive to stabilizing ballooning modes and weakening the drift instabilities. However, comparing with the hollow current profile, the plasma with peaked current profile is very beneficial to the improvement of beta limit. In order to improve the β_N limit, a conductive wall is necessary to be placed near the plasma boundary. The results of HL-2A pellet injection experiments present a possibility of obtaining high parameter discharge on a limiter tokamak.

Keywords: pellet injection, hollow current, reversed magnetic shear, internal transport barrier

PACS: 52.55.Fa, 52.35.Py, 52.55.Ta

DOI: 10.7498/aps.70.20210641

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12075077), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFE0301200), and the Science and Technology Program of Sichuan Province, China (Grant No. 2020YJ0464).

† Corresponding author. E-mail: sheny@swip.ac.cn